

УДК 535.32:621.373

**ОТРАЖЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫМ СЛОЕМ СРЕДЫ
С НЕОДНОРОДНЫМ УШИРЕНИЕМ ЛИНИИ
РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ****Е.В. Тимощенко¹, В.А. Юревич², Ю.В. Юревич²**¹Могилевский государственный университет им. А.А. Кулешова, Могилев²Могилёвский государственный университет продовольствия, Могилёв**LIGHT REFLECTION BY THE SUBSURFACE LAYER
WITH UNHOMOGENIOUS BROADENING OF ABSORPTION RESONANCE****E.V. Timoschenko¹, V.A. Yurevich², Yu.V. Yurevich²**¹Mogilev State A. Kuleshov University, Mogilev²Mogilev State University of Food Technologies, Mogilev

С учётом автомодуляционного спектрального смещения и неоднородного уширения линии резонансного поглощения теоретически обоснована возможность проявления гистерезиса в нелинейной и спектральной зависимостях резонансного отражения излучения тонкой граничной пленкой. Для численного анализа решений задачи выбраны значения параметров квантоворазмерных планарных структур, используемые в оптике и лазерной физике полупроводников.

Ключевые слова: автомодуляционное спектральное уширение поля излучения, оптический гистерезис, субмикронные полупроводниковые плёнки.

The possibility of hysteresis behaviour of nonlinear and spectral dependences of thin boundary film resonant reflection is theoretically defined under conditions of light field spectrum linewidth broadening and unhomogenous broadening of absorption resonance. The problem is considered for parameters of planar thin layers on the basis of quantum-well semiconductor structures.

Keywords: light field spectrum linewidth broadening, optical hysteresis, submicronic semiconductor films.

Введение

Воздействию лазерного излучения на планарную поверхность полупроводниковых слоистых структур в настоящее время уделяется много внимания. Во многом это обусловлено поиском возможности создания активных отражателей и оптических фильтров в тонкопленочном исполнении в целях разработки и совершенствования компактных устройств управления потоками когерентного излучения. Особые перспективы открываются в связи с применением тонких слоев на основе полупроводниковых наноструктур, состоящих из квантовых точек [1]. С применением современных технологий формирования наноструктур удаётся достичь высокой концентрации активных центров, поэтому при описании взаимодействия таких материалов с когерентным излучением можно рассматривать их как плотные резонансные среды. Кроме того, элементы наноструктур характеризуются большими дипольными моментами, связанными с экситонными переходами, — их величина составляет несколько десятков Дебай [2]. В результате компоновки системы из десяти и более страт возможно образование из наноструктурных элементов субмикронной планарной пленки с выраженным нелинейным откликом [3]. При воздействии света на такую плёнку в отраженных (прошедших)

пучках оказывается существенным дополнительный к френелевской составляющей отражения (преломления) компонент, который обусловлен резонансной поверхностной поляризацией [4].

В исследовании, результаты которого составили основу настоящей работы, ставилась задача оценки вклада поверхностной поляризованности в коэффициент нелинейного отражения (пропускания) света граничным тонким слоем плотной резонансной среды. Оригинальность исследования состоит в одновременном учёте ряда дополнительных факторов, определяющих нелинейную реакцию слоя на излучение, — квазирезонансной поляризуемости активных центров и диполь-дипольного взаимодействия в условиях неоднородного уширения линии резонансного поглощения, которое достаточно типично для ряда квантоворазмерных структур [1].

1 Основные уравнения

Рассмотрим воздействие света на тонкий поверхностный слой, для изготовления которого наиболее перспективны полупроводниковые структуры. Будем считать, что данным граничным слоем разделены оптические среды с линейными диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 . Расстояние между резонансными частицами в тонком слое примем достаточно большим во

избежание перекрытия их электронных орбиталей и сохранения возможности традиционного описания взаимодействия атомарных диполей в квантоворазмерной структуре [5]. Пусть на граничный слой нормально к его поверхности падает квазистационарная электромагнитная волна амплитуды E_i с плоским фронтом.

Взаимодействие вещества границы с полем лазерного излучения (несущая частота $\omega = 2\pi c / \lambda$) может быть описано в рамках модифицированной системы уравнений Максвелла – Блоха для квазистационарных комплексных амплитуд проходящей (E) и отраженной волн (E_r) и вероятностных переменных резонансного отклика среды (отнесённых к одному атому) – поляризованности $\rho(t, \omega)$ и разности заселённости $n(t, \omega)$ уровней экситонного перехода:

$$\begin{aligned} E &= \frac{2\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}} E_i(t) - \frac{\omega N l}{(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}) c} \times \\ &\times \left[\frac{\mu}{\varepsilon_0} \langle \rho \rangle + i 2\pi \Delta \alpha (n_0 - \langle n \rangle) E' \right], \\ \dot{\rho} + \frac{1}{T_2} (1 + i \Delta) \rho &= \frac{\mu}{\hbar} n E', \\ \dot{n} + \frac{1}{T_1} (n - n_0) &= -\frac{\mu}{2\hbar} (\rho^* E' + \rho E^*), \\ E' &= \frac{1}{1 - 2\pi \Delta \alpha N (n_0 - \langle n \rangle) / 3} \left(E + i \frac{\mu N}{3\varepsilon_0} \langle \rho \rangle \right), \\ E_r &= E - E_i, \quad \Delta = (\omega - \omega_{12}) T_2. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь μ – средний дипольный момент активных частиц, N – их объёмная плотность, n_0 – начальная разность населённостей, T_1 и T_2 – времена продольной и поперечной релаксации (соответствующие времени межзонной релаксации и ширине линии, при однородном уширении обратной T_2), Δ – нормированная отстройка частоты зондирующего поля относительно центра ω_{12} отдельной однородно уширенной резонансной спектральной линии поглощения. Разбросом центров ω_{12} с характерной величиной $1/T_2^*$ вблизи резонансной частоты ω_0 определяется результирующий неоднородно уширенный контур линии поглощения. Уравнения связи полей в (1.1) подобны приведённым, например, в [6] и записаны в приближении особо тонкого слоя с использованием условий, которые выполняются для полей E , E_r и E_i на границе раздела сред (принято, что толщина слоя l значительно меньше длины волны λ). Введением в уравнения связи переменных поляризованности ρ обеспечен учёт нелинейной (связанной с сверхизлучением ансамбля активных частиц, образующих его среду) составляющей отклика вещества граничного слоя. Угловые скобки в обозначении материальных переменных означают усреднение по частоте в пределах диапазона, обусловленного

неоднородным уширением. Выражение для поляризованности ρ содержит составляющую, которой обычно учитывается квазирезонансный компонент поляризуемости, существенный при наличии переходов, близких к резонансному, возбуждаемых внешним полем частоты ω . При этом оказывается значимым параметр $\Delta \alpha$ – разность поляризуемостей в основном и возбуждённом состоянии атома. Так как рассматриваются плотные резонансные среды, система (1.1) модифицирована с учетом влияния локальных полей, создаваемых дипольными атомами – в формулу модуля напряженности светового поля $E'(t)$, действующего на атомы пленки, введена поправка Лоренца, которая рассчитана в приближении среднего поля и определяется только динамической резонансной составляющей.

Отличительной особенностью отклика особо тонкого слоя на воздействие резонансного излучения, обычно рассматриваемой на основе подобных модельных представлений, является оптическая бистабильность. Условия её проявления определяют, решая стационарную задачу, когда изменение интенсивности излучения, зондирующего граничный слой, за время релаксации двухуровневой системы пренебрежимо мало, и поэтому интенсивность можно считать постоянной во времени. Это означает, что при данном значении амплитуды внешнего поля $E_i(t) = E_0$ устанавливается равновесное состояние слоя, характеризующееся определенными значениями материальных переменных. Интенсивности падающего (Y) и прошедшего (X) излучения удобно нормировать по мощности поля, при которой достигается насыщение поглощения:

$$Y = \mu^2 T_1 T_2 E_0^2 / \hbar^2,$$

$$X = \mu^2 T_1 T_2 |E_s|^2 / \hbar^2,$$

где E_s – равновесная амплитуда вошедшего в слой поля. В рамках использованных представлений, то есть в стационарном приближении, из системы (1.1) выразим связь интенсивностей вошедшего в слой излучения X и действующего в пленке поля X' (при учете локальной поправки) с интенсивностью Y :

$$\begin{aligned} \frac{4\eta Y}{(1+\eta)^2} &= X' \left[1 + \kappa_0 \left(\frac{K}{1+\eta} - \gamma F \right) \right]^2 + \\ &+ \kappa_0^2 X' \left(\frac{F}{1+\eta} + \gamma \right)^2, \\ X &= \left[(1 - \kappa_0 \gamma F)^2 + (\kappa_0 \gamma K)^2 \right] X', \end{aligned} \quad (1.2)$$

$$\kappa_0 = \frac{\mu^2 \omega_0 N l}{\varepsilon_0 c \hbar} T_2, \quad K = \int \frac{g(\omega'_{12} - \omega_0)}{1 + \Delta^2 + X'} d\omega'_{12},$$

$$F = \int \frac{\Delta - \beta X'}{1 + \Delta^2 + X'} g(\omega'_{12} - \omega_0) d\omega'_{12}.$$

Содержащие гауссову функцию $g(\omega_0 - \omega'_{12})$ интегральные компоненты K и F в соотношениях

(1.2) описывают неоднородно уширенную линию поглощения с центром ω_0 как результат непрерывного суммирования набора перекрывающихся частотных распределений, характеризуемых однородно уширенными линиями с центрами ω'_{12} ; $\beta = 2\pi\Delta\alpha\varepsilon_0\hbar/\mu^2T_2$ – параметр резонансной нелинейной рефракции; $\gamma = c/3\omega_0(1+\eta)l$ – нормировочный коэффициент, содержащийся в локальной лоренцевской поправке; κ_0 – показатель поглощения в отсутствие насыщения, $\eta = \sqrt{\varepsilon_2/\varepsilon_1}$ – относительный показатель преломления.

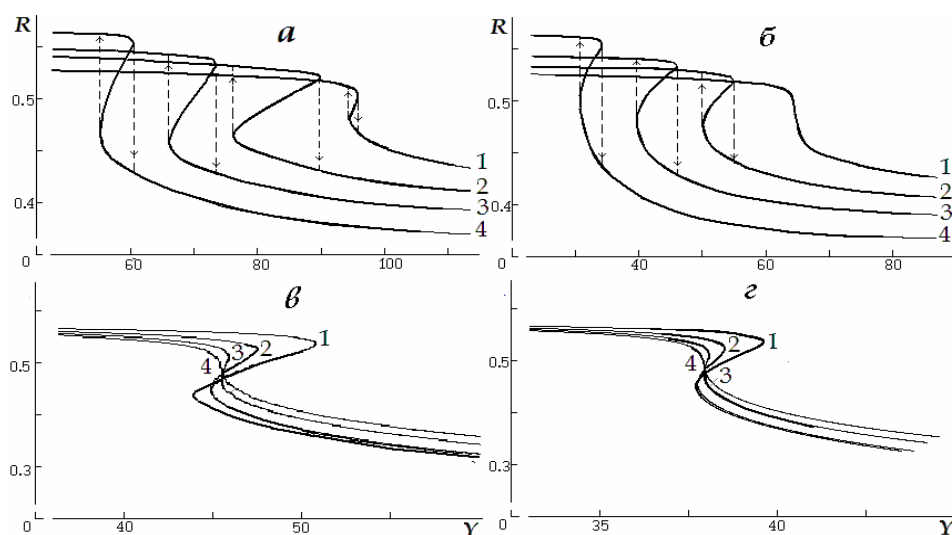
Первое из соотношений (1.2) можно рассматривать как уравнение, описывающее нелинейные свойства оптической среды слоя в приближении среднего поля при условии, что ширина линии поглощения и значение резонансной частоты поглощения зависят от интенсивности действующего на резонансные частицы (эффективного) поля. В уравнении содержится дисперсионная составляющая, которой, наряду со смещением центра линии поглощения вследствие влияния квазирезонансной поляризуемости и ближних полей диполей, обусловлен эффект фазовой модуляции, заключающийся в «затягивании» периферийных частот к центру линии. Вследствие этого при насыщении рассматриваемый тонкий слой вблизи резонансной частоты может просветляться в большей мере [7]. Выполняя расчёт величины X непосредственно по формулам (1.2), с учётом связи прошедшего и эффективного полей можно построить теоретический аналог нелинейной характеристики пропускания активной плёнки – тонкого слоя из полупроводника, используемого в лазерной физике.

2 Гистерезис при нелинейном отражении

Пользуясь соотношениями (1.2), можно выразить коэффициент пропускания слоя $X(Y)$, а также его эффективный коэффициент отражения $R(Y)$ как функции интенсивности. В частности, получим:

$$R = \frac{[r + \kappa_0(K - r\gamma F)]^2 + \kappa_0^2 \left[\frac{F}{\eta + 1} + r\gamma K \right]^2}{\left[1 + \kappa_0 \left(\frac{K}{\eta + 1} - \gamma F \right) \right]^2 + \kappa_0^2 \left[\frac{F}{\eta + 1} + \gamma K \right]^2}, \quad (2.1)$$

где $r = (\eta - 1)/(\eta + 1)$ – френелевский амплитудный коэффициент отражения. Характерные особенности указанных зависимостей удобно изучать, проводя параметрический расчёт по формулам (1.2), (2.1), полагая одну из переменных величин (X') параметром, линейно растущим при увеличении интенсивности. Приведенные на рисунке 2.1 результаты вычислений получены с использованием таких значений модельных коэффициентов, которые соответствовали диапазону значений параметров квантоворазмерных структур в системах $InAs/(Al)GaAs$, в основном, указанному в [1], [2]. Анализируя зависимости, изображенные на рисунке 2.1, видим, что значения резонансного коэффициента отражения больше значений френелевских коэффициентов отражения, однако по мере насыщения поглощения в слое их значения уменьшаются, приближаясь именно к значению френелевского коэффициента отражения r^2 .



а, б – $\kappa_0 = 2,2$; $\beta = 0,1$; $\Delta = 0,1$ (кривая 1); 0,5 (2); 1,0 (3); 2,0 (4);
в, г – $\kappa_0 = 1,8$; $\beta = 0$ (кривая 1); 0,05 (2); 0,08 (3); 0,10 (4); $\Delta = 0,5$;
 $\gamma = 0,15$; $\lambda = 1,25 \cdot 10^{-6}$ м; $\eta = 3,6$, $T_1 = 1 \cdot 10^{-9}$ с, $T_2 = 1 \cdot 10^{-12}$ с, $T_2/T_1 = 3$ (а, в)

На фрагментах а, б пунктирными стрелками указаны направления гистерезисных скачков

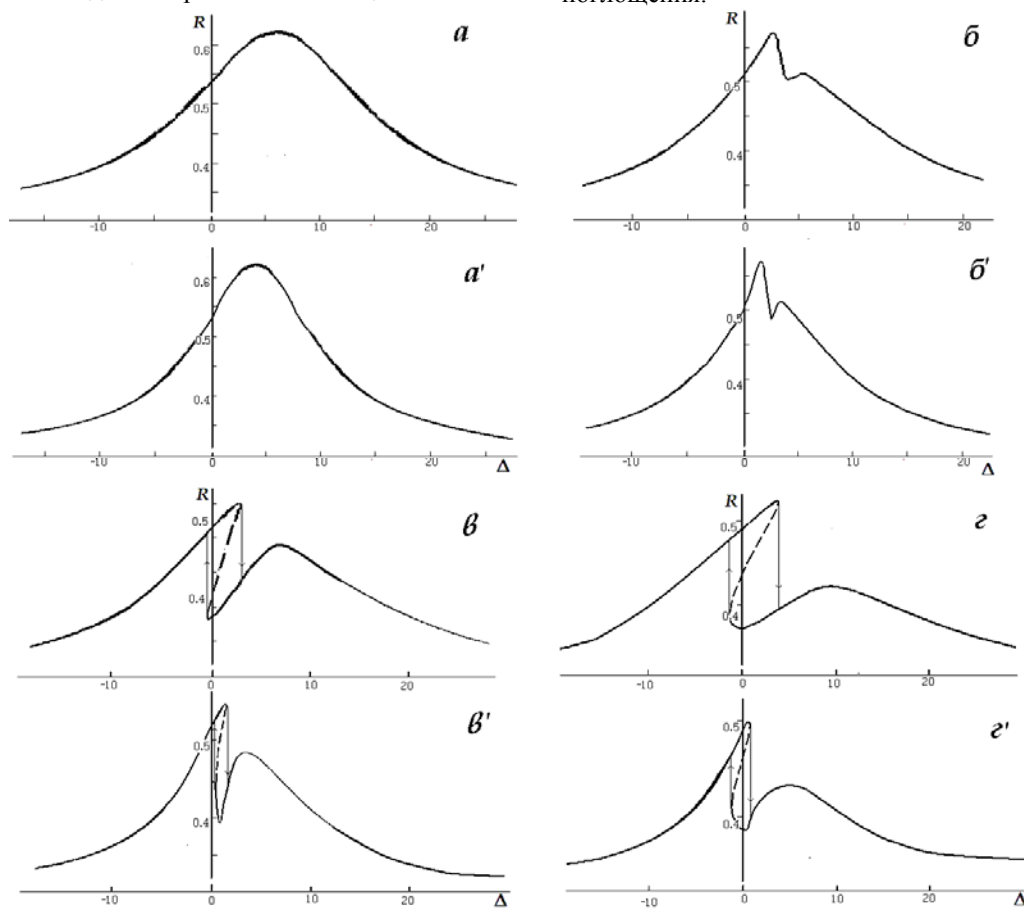
Рисунок 2.1 – Зависимость резонансного отражения от нормированной интенсивности поля падающего излучения

Изменения фазового соотношения поля и отклика среды вызваны, в основном, двумя рассматриваемыми в нашей модели факторами – поляризующим влиянием ближнего поля атомных диполей и автомодуляционным смещением центра линии в условиях квазирезонансной поляризуемости. В определенной области значений Y , в которой оба фазовых вклада сравнимы по величине, нелинейной характеристике отражения $R(Y)$ свойственна бистабильность, если значение показателя поглощения выше порогового значения ($\kappa_0 \sim 1,5$). При выполнении этого условия циклическое изменение интенсивности внешнего сигнала сопровождается проявлением гистерезиса в стационарном отклике структуры. Расстояние между точками, которыми на кривых $R(Y)$ ограничена область возможных гистерезисных изменений отражения, зависит от величины частотной отстройки (рисунок 2.1, $a, б$) и параметра нелинейной рефракции β (рисунок 2.1, $в, г$). Если уширение неоднородно (рисунок 2.1, $a, в$), гистерезисные явления при отражении должны наблюдаться при большей мощности

внешнего сигнала, так как насыщение поглощения реализуется при большей мощности [7], чем при однородном уширении (этому варианту соответствуют фрагменты $б, г$ на рисунке 2.1). В условиях неоднородного уширения зависимость размеров петли гистерезиса от величины отстройки и параметра β проявляется сильнее.

3 Бистабильность резонансных кривых поглощения

Первое из соотношений (1.2) можно рассматривать как алгебраическое уравнение относительно X' . Определяя X' на основе его решения и рассчитывая R по формуле (2.1), при фиксированных значениях Y и последовательно увеличивающихся значениях отстройки Δ , можно построить дисперсионную кривую $R(\Delta, Y)$. Тем самым определяется зависимость коэффициента отражения от частоты при условии, что в шкале частот спектральная ширина сигнала с однородной интенсивностью Y значительно превышает спектральную ширину линии резонансного поглощения.



$Y = 40 (a, a'); 54 (б, б'); 58 (в, в'); 64 (г, г');$

$\kappa_0 = 2,4; \beta = 0,05; \gamma = 0,14; \eta = 3,6; T_1 = 1 \cdot 10^{-9} \text{ с}, T_2 = 1 \cdot 10^{-12} \text{ с}, T_2/T_2^* = 3 (a - г)$

Фрагменты, отмеченные штрихом, соответствуют условиям однородного уширения; на фрагментах $в, г$ указаны направления гистерезисных скачков

Рисунок 3.1 – Дисперсионная зависимость коэффициента отражения

На рисунке 3.1 иллюстрировано изменение формы дисперсионных кривых отражения по мере приближения к состоянию насыщения поглощения в тонком слое. При сравнительно невысоком уровне пропускания (нелинейность резонансного поглощения, приводящая к просветлению слоя, проявляется слабо) кривые практически симметричны относительно вертикальной линии, проходящей через смещённый из-за фазовых эффектов максимум функции $R(\Delta)$ (рисунок 3.1, a, a'). При увеличении интенсивности поглощаемого излучения до значений, при которых начинает сказываться влияние фазовой автомодуляции, на частоте, соответствующей центру линии, насыщение поглощения достигается быстрее – за счёт спектральных составляющих из периферийных участков линии, уровень отражения в центре снижается, и на кривой $R(\Delta)$ образуется «провал». По мере увеличения интенсивности действующего излучения сначала увеличивается асимметричность кривой $R(\Delta)$ относительно вертикальной указанной линии (рисунок 3.1, b, b'), затем характер деформации кривых изменяется – фрагмент линии, соответствующий резонансной области частот, наклоняется, и зависимость $R(\Delta)$ становится неоднозначной (рисунок 3.1, $в, в', г, г'$). Таким образом, в зависимости коэффициента отражения от величины частотной отстройки при определённом значении интенсивности действующего излучения в тонком слое плотной резонансной среды должна проявляться бистабильность.

Реальным проявлением этого свойства может быть резкое изменение коэффициента отражения при изменении частоты зондирующего поля в области резонансного поглощения. В условиях нестационарного взаимодействия следствия этого явления могут быть значимы для динамики фазовомодулированных сигналов, формируемых или усиливаемых в оптических или лазерных системах, в структуре которых имеются тонкие активные слои. На фрагментах $в, г$ рисунка 3.1 заметно, что точки поворота бистабильных кривых на шкале частот удалены друг от друга на большее расстояние, если уширение неоднородно. Как правило, в этом случае большим оказывается и изменение коэффициента отражения. Естественно заключить, что неоднородно уширенная линия резонансного поглощения предпочтительна для наблюдения бистабильности.

Заключение

Физические условия существования гистерезиса при нелинейном отражении излучения реализуются, когда оказывается действенным

ряд факторов, определяющих нелинейный отклик системы на внешнее воздействие и характеризующих, в общем случае, различными временами релаксации.

Гистерезис может рассматриваться как особый случай нелинейного резонанса, возникающего при наличии обратной связи, когда эффекты, обусловленные различными значимыми факторами, могут ослаблять или усиливать друг друга. В диапазоне значений параметров, в котором возможна взаимная компенсация обусловленных ими эффектов, на зависимости $R(\Delta)$ проявляется бистабильность. Участки бистабильности имеются как на нелинейной зависимости, так и на дисперсионной (при условии насыщения поглощения) и локализованы в области деформированного (наклонённого относительно вертикальной оси) резонанса.

Выявление условий резонансного отражения света планарными квантово-размерными структурами и проявляющейся при этом безрезонаторной бистабильности важно для разработчиков элементов пассивных устройств управления когерентным излучением – нелинейных отражателей, активных покрытий и безынерционных частотных фильтров.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры* / Ж.И. Алфёров [и др.] // ФТП.– 1998. – Т. 32, № 4. – С. 385–410.
2. Panzarini, G. Self-induced transparency in semiconductor quantum dots / G. Panzarini, U. Hohenester, E. Molinari // Phys. Rev. B. – 2002. – Vol. 65, № 16. – P. 165322-1–165322-6.
3. Khomchenko, A.V. Waveguide spectroscopy of thin films / A.V. Khomchenko // NY: Academic Press, 2005. – 220 p.
4. Гадомский, О.Н. Эхо – спектроскопия поверхности / О.Н. Гадомский, Р.А. Власов // Мн. : Наука і тэхніка, 1990. – 216 с.
5. Каплан, А.Е. Поведение локальных полей в нанорешётках из сильно взаимодействующих атомов: наностраты, гигантские резонансы, «магические» числа и оптическая бистабильность / А.Е. Каплан, С.Н. Волков // УФН.– 2009.– Т. 179, № 5.– С. 539–547.
6. Захаров, С.М. Нелинейная резонансная оптика тонких плёнок / С.М. Захаров // ЖЭТФ.– 2002. – Т. 118, № 6. – С. 2234–2247.
7. Глазунова, Е.В. Спектры пропускания слоя активных атомов при неоднородном уширении / Е.В. Глазунова, В.А. Юревич // Журнал прикладной спектроскопии. – 2005. – Т. 72, вып.2. – С. 271–273.

Поступила в редакцию 12.12.11.